



TITLE:

宇宙のバリオン数と基礎物理学
(4.宇宙物理学への発展,学問の系譜-
アインシュタインから湯川・朝永
へ-)

AUTHOR(S):

吉村, 太彦

CITATION:

吉村, 太彦. 宇宙のバリオン数と基礎物理学(4.宇宙物理学への発展,学問の系譜-アインシュタインから湯川・朝永へ-). 物性研究 2006, 86(3): 359-377

ISSUE DATE:

2006-06-20

URL:

<http://hdl.handle.net/2433/110514>

RIGHT:

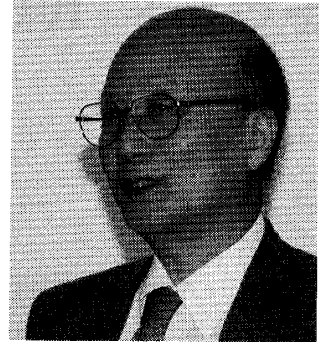
宇宙のバリオン数と基礎物理学

吉村 太彦

「岡山大学の吉村でございます。坂東さんから頼まれたときにあまり研究会の主旨がよくわからず、迷っているうちに引き受けさせられるということになりました。たぶん、ここに書きました最初の2つあたりがご要望に関係あるのかなと思うのですが、この2つだけではなくて、最後のものもせっかくの機会だからここで話させてもらいたいという私自身の希望で付け加えました。

1978年に、baryon数の最初の論文を書いたのですが、その頃のことを話してほしいというご要望がありました。私は先ほどの林先生や林研の、いわばメインストリームの日本での宇宙物理ということとは無関係に、勝手に自分でこういうことを始めたのですが、その辺のいきさつを、ちょっとお話ししようかと思います。ご年配の方にはどうかわかりませんが、若い方にはちょっと役に立つかもしれません。最近、日本で neutrino 振動、neutrino 質量が見つかって、baryon 数生成に関してのいろいろなバリエーション、特に Lepto-genesis というのは非常に注目されておりますので、この話にも触れさせていただきたいと思います。

この2つを前半にお話して、最後にこういう問題を決着するにはやはり実験室でなんらかのことをやるべきかなと思って、最近私は半分以上実験屋さんになっているのですが、そのへんの状況をお話できればと思います。



宇宙のバリオン数と基礎物理学

- 研究の歴史：1978年からの私の関わりを中心に話す
- Lepto-genesis に触れる
- 実験室でどこまで検証できるか

[Slide 1]

大学院時代前後

- 1967年頃 カレント代数（ワインバーグ模型）
- 1968年 デュアル模型 深非弾性散乱実験とパートン描像
- 1970年頃 ハドロンのストリング模型
- 1971年 電弱統一理論の繰り込み可能性

[Slide 2]

[slide 2] これはさっき、慌てて付け足したのですが、みなさんそれぞれの生い立ちのことを述べておられるので一言だけ申しあげます。私は1965年に学部を卒業いたしまして、修士の2年間で東京大学におりました。1967年に、今日お話されました南部先生のおられるシカゴ大学へ行こう、行った当初は南部先生の弟子にしてみらえるというわけではなくて、やはり型どおり、いろいろな試験を受けたりして、約4ヶ月後から南部先生にお世話になったわけです。

そのころ話題になっていたことの一つが、カレント代数でございました。これはまだ、ゲージ場の理論がその後確定するはるか前であり、S行列理論が流行していた直後です。しかしながら、S行列理論とはちょっと違って、もう少し detail に立ち入って素粒子をやろうという流れだったかと思います。もちろん、特に soft pion theory のことに関しては、南部先生がこれよりはるか前、たぶん1961、62年頃に非常に立派なことをやっておられたのですが、そういう、違ったかっこうで注目され始めたということです。

これはいまや主流になりましたが、この年に Weinberg が有名な lepton の Weinberg 模型を書きました。たぶん、調べられた方はご存じかと思いますけれども、最初の1年ぐらいの Citation はほとんどゼロです。

しかし私が驚いたのは、実はパークレーにポスドクでいた1971年ごろに、南部先生がお見えになり、ここに書いてあります電弱統一理論の繰り込み可能性、これは有名な't Hooftの仕事ですが、そのときに「あれが本当なんだよ」とおっしゃったので、たいへん驚きました。南部先生は citation などとは無関係に Weinberg の仕事をずっとご存じだったようです。

1967 年の次の年が非常に重要な年だと思います。同時に 2 つの相矛盾するような idea が素粒子物理で出てきたということです。1 つは Veneziano に始まる dual 模型の発展、Four-Point Amplitude から Five-Point それから N-Point Amplitude と進んで、やがて南部先生たちのハドロンのストリング模型になるわけです。

これは明らかに複合描像でありまして、すべてが絡み合っているという感じの模型でありますけれども、これと同時期に、実験的に非常に重要な SLAC の深非弾性散乱というのがありまして、核子の中にクォークという point like particle が存在するということをはっきり示唆するような実験が出たわけです。その前後は Bjorken の scaling 法則ですとか、parton 模型が出てまいりました。こういう 2 つの相矛盾するものが出なかった時代で、しかし非常に新しいことが起こりつつあるといったことを私も学生ながら感じておりました。

1971 年が、私がポスドクの最初の年ですけれども、この年の秋にヨーロッパでどうも若い人がそういうことをやったらしいということが噂になって伝わりまして、あちこちで勉強を始めたということでございます。こういう時代に、大学院、ポスドクの初年度をすごしたということです。

素粒子的宇宙論のはじまり

- (宇宙と素粒子が未分化、巨人の時代)
ガモフ、林、ピーブルズ、ゼルドヴィッチ、(ワインバーグ)
多くを学んだ
- その後、良き伝統が途絶えた感。
- 素粒子物理が成熟しつつあった時代のせい?

[Slide 3]

1978年初頭の素粒子物理学

- 78年ICHEP東京会議で標準模型確立
Weinberg のrapporteur talk, Nambu の summary (翌年ノーベル賞)
- 標準模型をこえる物理として、大統一理論、結合定数の対数変化、が話題
しかし、机上の空論? (まだ、陽子崩壊実験開始、ニュートリノ観測、スーパーストリング理論以前の昔)

[Slide 4]

[slide 3] これは書くこともないのですけれども、素粒子的宇宙論というのはどう定義するのか難しいのですが、一番簡単な定義は、そのときの最先端のマイクロ物理を取り入れた宇宙論という見方をしてよろしいかと思います。そういう見方をいたしますと、当初はこの分野はある意味で未分化でありまして、もっと古い時代に遡ると天文学が力学の構築に非常に大きな力があつたわけであり

ます。当初は巨人の時代、林先生を含めていろいろな立派な方がおられまして、多くを学んだと書いていますけれども、これはあとから、私もいろいろと、自分の立場上、勉強しなければいけないと思って勉強した結果、こういう人たちは素晴らしいものを書いておられるということを知りました。特に Zeldovich 先生の教科書が素晴らしいと思いました。非常に物理的であります。

先ほど申しましたように、素粒子物理の状況が少しははっきりしない時代、それからだんだんと新しいアイデアが出て成熟しつつあった時代かと思ひます。そういう時代には、たぶん一番最先端なことを取り入れて宇宙物理をやるといふのは、ちょっと難しかったのではないかと私の印象であります。

少し私が関わった頃というのは、neutrino の数に対する制限という意味では元素合成理論でいろいろとありましたが、それと、京都でももちろん、佐藤先生が非常に面白い仕事をされていましたが、私も含めて、世界の人々がそれに非常に飛びついたかということ、必ずしもそうではなかったのではないかと見ております。

[slide 4] 1978 年に日本で初めての、高エネルギー物理の大きな国際会議が、東京の京王プラザホテルでありました。そのときのことをいまでもよく覚えていますが、Weinberg が weak interaction に関する reporter talk をなさり、南部先生が全体の summary をされました。これは、いまから考えると、次の 1979 年に Weinberg・Salam・Glashow がノーベル賞をもらったので、どうもその地ならしであつたと思ひます。

この 1、2 年前から、紆余曲折はあつたのですが、電弱統一理論の正しい理論は何かと、もう考え方はいいが何が正しい理論かということが議論になっていました。実験でそれを確定するとい

うことで、当初は neutrino の実験に関して混乱がございまして、確定しなかったのですけれども、この 1978 年に先立つ 1、2 年前から、どうやら Weinberg・Salam 模型らしいということになっておりました。

もうこのころは、標準模型を超える物理に関して、いろいろな議論がされていました。有名な Georgi と Glashow の $SU(5)$ の模型が 1974 年、それに先立って Pati・Salam の理論があります。Georgi・Glashow 論文の直後に、Coupling constant の繰り込みに基づく short distance の behavior と申しますか、エネルギー依存性とか、そういうものがわかるわけで、そういうことを調べた論文が出ていて統一の可能性というのが問題になり始めたわけです。多くの人は、たぶん、これはまだまだ先の話で、机上の空論ではないかと思っていたと思います。

当時の状況は、いまの若い方はわかりにくいと思いますが、まだ陽子崩壊の実験も始まっておりません。それから、いま華々しい成果を上げています neutrino の観測もありません。スーパーstring理論もない時代でありました。

Proton instability inevitable ? No, but . . .

Progress of Theoretical Physics, Vol. 58, No. 3, September 1977

Muon Number Nonconservation in a Unified Scheme of All Interactions

Motohiko YOSHIMURA

Department of Physics, Tohoku University, Sendai 980

(Received April 30, 1977)

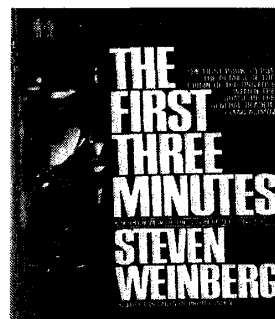
We present a unified gauge model based on the group $SU(6)$ that contains as commuting subgroups the $SU(3) \times U(1)$ of weak interactions and the color $SU(3)$ of strong interactions. In this scheme nonconservation of separate electron and muon number naturally arises through mixing of flavors in the quark sector, while the proton remains stable.

[Slide 5]

[slide 5] 私のことをお話させていただきますと、Georgi・Glashow とか、いろいろと面白い考え方はあったのですけれども、これは私のみならず、何人かの方がそう思われたと思いますけれども、陽子が崩壊する、物質が不安定、こんなものは本当じゃないだろうと思いました。そういうことから、こんなものはどうなのかなという雰囲気があったと思います。私もご多分に漏れず、陽子の不安定は不可避なのかということをお大統一という絡みで考えました。その結果、これは当然ですけれども、ある種のグローバルな対称性を課すことによって、粒子が安定するということは可能であり、そのような模型を構築しました。しかしながら、大統一はできるということがわかったわけです。それを論文にしたのが、この Progress に書いた論文なのですけれども、そうやってから、また少し考え始めました。というのは、この理論は Georgi・Glashow に比べると、少し大きなゲージ群を使い、ちょっと複雑で込み入っている。しかも非常に人工的であると。どうもこういうことよりは、素直に陽子崩壊を認めて、その帰結がどこにあるかということをお考えたほうがよろしいんじゃないかと思うようになったわけです。それだけでは、まだなかなか、素粒子理論、それから多少の素粒子実験を知っているものにとっては、手も足も出ないのですけれども、私は幸いにして、アメリカで修士、それから大学院の教育を受けていろいろな方のコロキウム、大学院の講義を受けました。例えば一般相対論に関しては、K. Thorn らが有名な電話帳のような本を書いていますけれども、あれの基になるアイデアに基づいて、集中講義などをしていたのです。アメリカにいますと、そういうことに加えて、シカゴ大学でも、たぶん 1 カ月に 2、3 回だったと思いますけれども、物理教室のコロキウムというのがありました。それが非常に世界的に立派な仕事をされた方が、非常にわかりやすく、50 分、1 時間ぐらい話されたのです。そういうのを聞いて、なかなかおもしろいなと思っていろいろなことを勉強したいと思っていました。

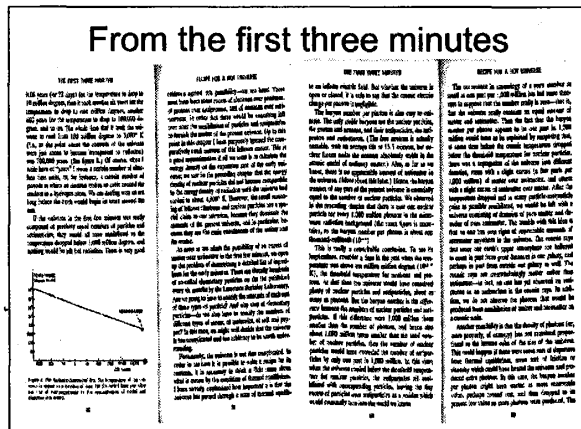
[slide 6] 具体的には 1978 年に、私が外国から帰って 2、3 年したころで、東北大学にいたのですけれども、これは一般の解説書で、Weinberg が書いた『The First Three Minutes』(最初の 3 分間)という本が出た頃でございます。誰に教えてもらったか、よくわからないのですけれども、とにかく

Encounter with a popular, but influential
"The first three minutes"



[Slide 6]

これを読みまして、これだと思ったのです。最近、これの改訂版か何かが出て、表紙が変わっているかもしれません。



[Slide 7]

- ### 超高温宇宙への抵抗感と素人の挑戦
- 限界温度
Hagedorn 温度 ひも模型では指数関数的状態数のために、つぎこまれたエネルギーが新粒子生成に費やされ、個別粒子の温度は上昇しない
 - 一方、クォーク模型の自由度は有限
 - 決定的発展: 漸近的自由性の発見
クォーク、グルーオンの開放と理想気体に近い簡単な高温宇宙
 - とにかく追求してみよう

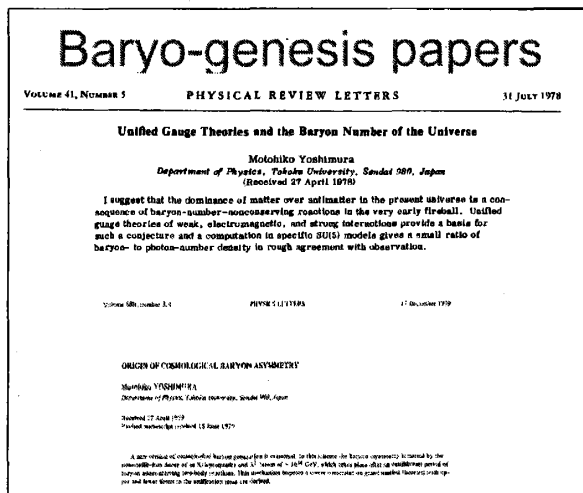
[Slide 8]

[slide 7,8] ここに宇宙の baryon 数は、非常に奇妙な現象であり、大きな問題であるということがはっきりと書いてあります。温度が高い時期には、物質と反物質は共存していて、もしそれが等量なら、エネルギー的には可能であるから、反物質はたくさんあったはずであると言っています。それが完全に消滅しないというか、物質だけが残ったというからくりは、やはりその前の非対称にあるということ suggest しているわけです。しかし Weinberg 先生は残念ながら、その具体的な理論の構築まではいかれなかったようです。そのへんのことは、よくわかりませんけれども、こんなことがあったのかと思います。Weinberg の本にも書いてあるのですが、最近のバージョンは知りませんけれども、非常に高温の宇宙へ行くというのは、相当抵抗感があつたのではないかと思います。当時議論されたことの一つに、Hagedorn の temperature という限界温度というのがございまして、ストリングになってからも話題になっています。これはエネルギーをつぎ込んで温度が上げられるかという問題ですが、温度を上げるということは自由度が限られていて粒子のエネルギーになるということです。ところが、デュアル模型もそうでしたけれども、たくさんの状態が出てきて、指数関数的に状態の数があるわけです。そうしますと、新しい状態の生成に費やされて、温度は上がらないのです。これは間違いないわけですが、そういうことがあって、たぶん、そんな高温の先へ行けるかどうかかわからない。そんなときに、あほなことをしてもしょうがないという雰囲気があつたのかと思います。私は向こう見ずで何も考えないほうなので、やってやろうかということになったわけです。

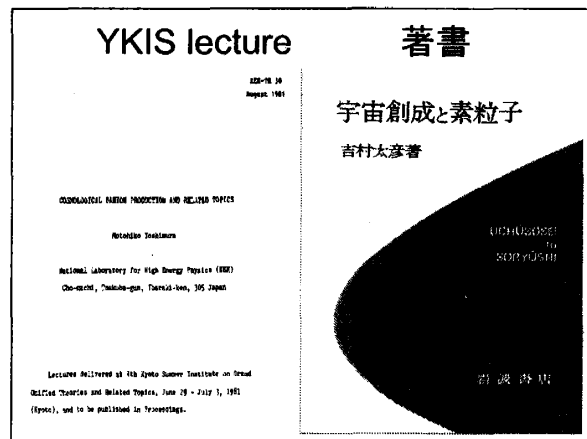
たぶん、そのときに大きいのは漸近的自由性でありまして、QCD によれば強い相互作用も近距離では弱くなることがわかっていました。宇宙初期というのは意外に簡単であって、ケミカルポテンシャル等はほとんど存在しないような宇宙を考えると、簡単な自由ガス近似、ないしはそれのちよつとした補正でやれるのではないかと思うようになりました、勇気を出して、とにかくやってみようということにいたしました。

[slide 9, 10, 11] これが最初のころに書いた論文2つであります。これを書いたころはまったく知らなかったのですが、また私の論文に触発されて、何人かの方がすぐに反応されて来たのですが、その方たちも知らなかったようなのですが、実はこの論文は 1978 年なのなのですが、その 10 年ちょっと前に、Sakharov 先生の有名な論文があつたわけです。Sakharov 先生は、私の論文が出たころ、ちょうど彼が政治的な立場で流刑ですか、どこかに閉じ込められて苦しかった頃から少し状況がよくなって物理をやろうとされていたころのようです。それで、私の話を聞かれたらしくて、その後、これは何人かの人手に渡っていると思いますけれども、とにかく私にメッセージとそのとき書かれた論文のコピーを送ってくださいました。

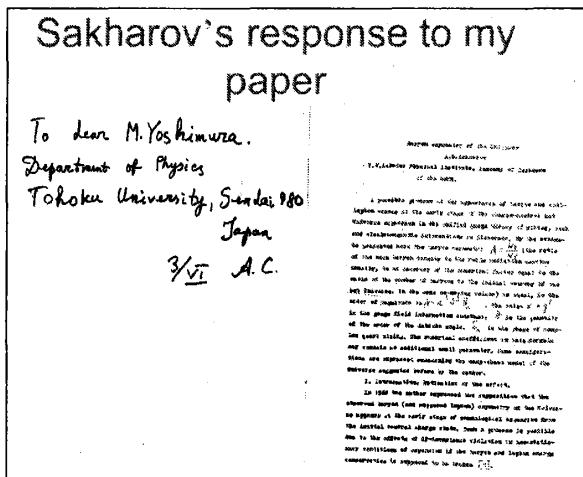
[slide 12] 私はこれつきりかと思ったのですが、その後、ある方から「回想録におまえのことが書いてある」と言われたので、気になりましたので、図書館に行って読んでまいりました。Sakharov さんは、バリオン数発生の一般的な条件を書いて具体的に調べるという意味ではあまり面白い模型を提案されなかったと思うのですが、そういったことについて、吉村が少しやったけれども自分でもできたはずだといったようなことを書いておられます。



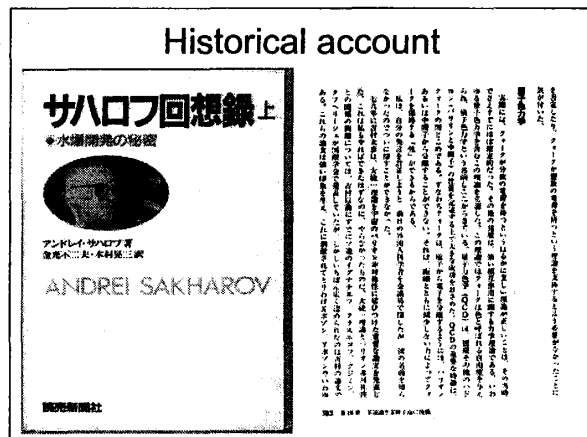
[Slide 9]



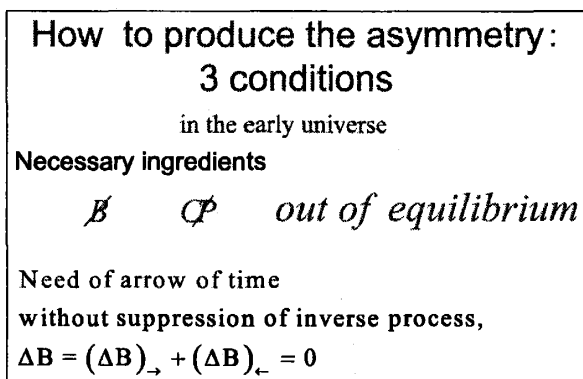
[Slide 10]



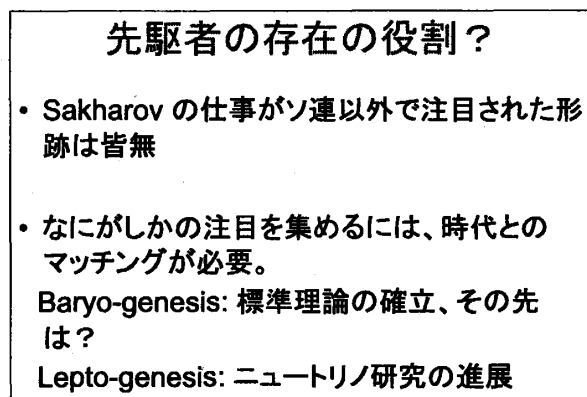
[Slide 11]



[Slide 12]



[Slide 13]



[Slide 14]

[slide 13] Sakharov の条件というのは、非常に有名でありまして「3つの条件」としてよく教科書にも書いてあるようです。明らかな必要な条件として、baryon 数非保存、それから物質反物質の非対称性、これはCの破れでもCPの破れでも、どちらでもいいのですけれども、CPのほうが難しいのでCPの破れを要求する。それから、宇宙という時間発展する環境で、時間の矢印が必要である。ある方向の反応が baryon 数をつくれれば、逆プロセスはそれを消すので、これが釣り合っていてはたとえこの2つが満たされてもだめであるといったことがあって、シナリオ構築にはいろいろと注意がいるということでございます。

[slide 14] これも言わずもがなだと思いますけれども、Sakharov さんの仕事がソ連以外で注目された形跡はまったくないので考えてみたことがあるのですけれども、実は Sakharov さんの先ほどの回想録を読みますと、彼が宇宙物理・宇宙論の手ほどきを受けたのは、どうも Zeldovich さんからのようです。Zeldovich さんに、どうも彼は自分の仕事をあまり評価されなかったようなのです。そういうことも、Sakharov さんの回想録に書いてありました。私は Sakharov さんとはまったく面識がないのですけれども、Zeldovich さんとは、1980 年代の前半だと思いますけれども、ハンガリーの会議でお会いして、そのときに「おまえにしてやられた」ということをおっしゃったので、非常にうれしく思いました。

最近の Lepto-genesis もそうですけれども、私の仕事も含めてあまり早い時期に非常に大胆に先駆的な仕事をして、どうも世間の注目を集めるかどうかはわからないということを学んだような気がします。私の仕事は、たまたま標準理論が固まりつつあったところで、多少タイミングは合ったのかもしれませんが。最近の Lepto-genesis は、明らかに neutrino 振動等に関連したことであるかと思っています。

カミオカンデの原点

15 年 2 月 21 日 (金) 日経新聞 (朝刊)・夕刊

私の履歴書

小柴 昌俊

ドイツ電子シンクロトロン・電子加速器で、素粒子研究所 (DESY) での共同の研究成果を著した。研究は一九七三年 (昭和四十八年) 八月から本格的な実験が始まった。須田英博、山田作樹 (現高エネ研)、田中新一 (現高エネ研) の研究に参加して実験を積み上げた。しかし新素粒子探索を遂げられなかった。

この二つ日本には欧米に比べて加えて、素粒子加速器の研究に参加して実験を積み上げた。しかし新素粒子探索を遂げられなかった。

陽子崩壊
その年の十一月に、米スミソントン大学と共同で、立ルッペン研究所が電子・陽子衝突で新粒子「J」の発見を発表した。この発見は、それまで理論上推定されていた「素粒子」の存在に、実験的に証明された。この発見は、それまで理論上推定されていた「素粒子」の存在に、実験的に証明された。

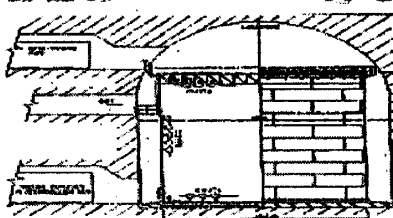
「大統一理論」巡り予測

カミオカンデ実験へ動く

その年の十一月に、米スミソントン大学と共同で、立ルッペン研究所が電子・陽子衝突で新粒子「J」の発見を発表した。この発見は、それまで理論上推定されていた「素粒子」の存在に、実験的に証明された。この発見は、それまで理論上推定されていた「素粒子」の存在に、実験的に証明された。

吾々、元東大教授、訪する「大統一理論」は「非常なるマルセル・シャイン教授の死後、気球実験の指揮官に」なれたが、陽子が壊れることがあると予測する。これを「大統一理論」の予言と見なす。これは、素粒子の性質を説明する上で、重要な役割を果たす。この予言は、素粒子の性質を説明する上で、重要な役割を果たす。

二面作戦のうち加えて、正面作戦をあげる一方で、背面作戦にも転換が図れた。素粒子の性質を説明する上で、重要な役割を果たす。この予言は、素粒子の性質を説明する上で、重要な役割を果たす。



学会で発表されたカミオカンデの概念図 (1982年)

自然界には四つの力がある。重力、電磁力、強い力、弱い力。この四つの力は、宇宙の始まりの時に、一つの力だった。この四つの力は、宇宙の始まりの時に、一つの力だった。この四つの力は、宇宙の始まりの時に、一つの力だった。

[Slide 15]

[slide 15] これも前半の話で少しだけ申し上げておきたいことがあります。これは小柴さんが『日経新聞』に書かれた記事で、小柴さんはいろいろな本も書いておられますけれども、1978年の暮れに当時の高エネ研におられた菅原寛孝くんから電話があつて陽子崩壊の実験を考えてくれという話があつたということです。

1979年2月研究会

研究会の御案内

下記のような要領で研究会を開きます。

- 1) テーマ 宇宙のバリオン数と統一理論
- 2) 日時 2月13日 1:30 PM ~
2月14日 夕刻
- 3) 場所 高エネルギー物理学研究所
- 4) 別紙のようなプログラム(案)で講演と予定しています。
- 5) 興味をお持ちの方で参加を希望される方はその旨に宿泊の予定も添えて、今月末日迄に下記へ申し込んで下さい。

〒300-32
茨城県筑波郡大穂町上原 1-1
高エネルギー物理学研究所
荒船次郎

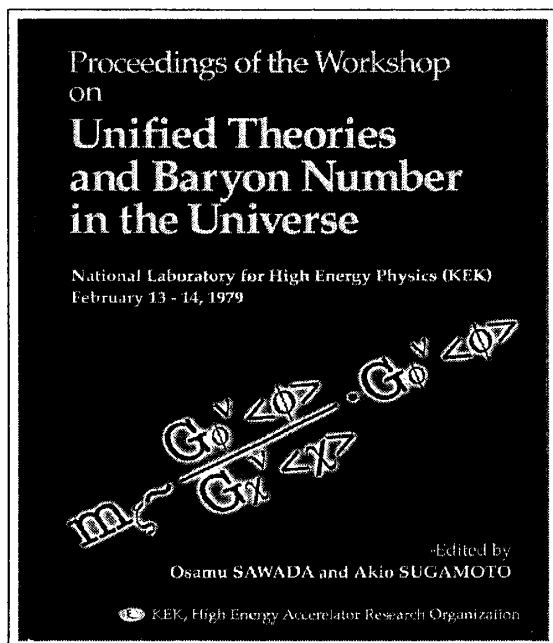
昭和54年1月25日

世話人代表
菅原寛孝

宇宙バリオン数と統一理論研究会プログラム(案)

13日		14日	
		本口義勝 70-70 グラマ	9:30
		佐藤(昭)	10:15
		佐藤(文)	11:15
		昼 休 み	12:00
1:30	吉村	細谷	1:30
2:30	宇宙のバリオン数 Comments and Discussions	Nambu effect 木舟 and/or 渡辺	2:15
3:00	tea time	陽子寿命観測	3:00
3:15	沢田 and/or 高岩 陽子寿命計算	tea time	3:15
4:00	井中博	Comments and Discussions	
5:00	統一理論 藤川、柳田 comment		

[Slide 16]



[Slide 17]

[slide 16,17] この研究会には、佐藤さんもおられたと思うのですが、1979年の1月の始めのころにありました。ここに手書きでプログラムが書いてあります。「世話人代表菅原寛孝」で、荒船次郎先生が書かれたものです。私の話もあるのですが、ここに柳田さんが入っています。私は彼の話をよく覚えていないのですが、とにかく最初のシーソー機構の提案をしたということで、最近、Proceedings が出てここに柳田さんの書かれている式が書いてあります。この研究会は非常に面白かったです。小柴さんは都合があつて来られなかったのですが、ここには「木舟 and/or 渡辺」と書いてありますけれども、渡辺さんが代わって話をされました。これが1979年の2月ですが、それに先立って、だいぶ前から小柴さんの周辺で、water Cerenkov の実験の構想が練られていたということかと思います。

新たなヒント

PHYSICAL REVIEW D VOLUME 18, NUMBER 12 15 DECEMBER 1978

Baryon number of the universe

Savas Dimopoulos*
Enrico Fermi Institute, University of Chicago, Chicago, Illinois 60637

Leonard Susskind
Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, California 94305
 (Received 9 June 1978)

We consider the possibility that the observed particle-antiparticle imbalance in the universe is due to baryon-number, C, and CP nonconservation. We make general observations and describe a framework for making quantitative estimates.

[Slide 18]

[slide 18] 少しずつ Leptogenesis の方に shift いたしますけれども、実は Leptogenesis とは言えませんが、もう少し GUT のような高いエネルギースケールではなくて、低いところで高温の状況をうまく利用したシナリオがあるのかもしれないということを、最初に述べた論文がこの Dimopoulos・Susskind です。この論文は、私は論文を書いてから 1 カ月ぐらい

あとに書かれたのです。早いですね。そこに、第 1 のソースは統一理論絡みですけれども、第 2 のソースとして、standard Weinberg-Salam 模型でも高温では baryon 数が破れるということは知られています。これは有名な 'tHooft の仕事ですけれども 'tHooft の仕事は、絶対温度ゼロでは baryon 数の非保存は tunneling を通じて起こりますので、exponential $-\alpha$ 分の 1 程度できわめて小さくて、ほとんど無視していいのですけれども、それが高温で enhance される可能性を言及しています。

Papers towards leptogenesis

- Dimopoulos and Susskind, 1979
- N. Christ
- Kuzmin, Rubakov and Shaposhnikov, 1985
- Fukugita and Yanagida

[Slide 19]

Leptogenesis

- 最初に、レプトン非対称を発生
- 高温での、L-非保存かつ B-非保存過程により、レプトン非対称性がバリオン非対称性に転化 (B-L は厳密に保存)
- 新たな必要条件: (B-L)-非保存と CP 非保存
- ニュートリノ振動の発見 L-非保存?

[Slide 20]

[slide 19] その後、ここでは正確にこの問題のヒストリーを述べるわけではないのですけれども、一応念のために書いておきますと、それ以後、Christ という人がスタンダード模型でクォークや lepton の振る舞い、フェルミオンの振る舞いを議論いたしました。要するに、sphaleron とはつきり言っていたかどうか、たぶん言っていたと思うのですけれども、そういう configuration のもとでフェルミオンのレベルがどう変わるかを議論しました。そういうものが仮想的に出来たり消えたりすることによって、baryon 数、lepton 数が破れているということを議論しています。これはなかなか渋い、読みにくい論文なのですけれども、重要な論文です。

その後、Kuzmin・Rubakov・Shaposhnikov が、Electro-weak で Baryogenesis ということのを少し議論したのですけれども、これは必ずしも成功したとは言えません。しかし Fukugita・Yanagida は、うまく Leptogenesis という格好で、新しいシナリオを考えたとのことです。


[slide 20] Leptogenesis の考え方は、高温の普通の electro-weak theory でも、baryon 数と lepton 数は破れる、しかし baryon 数 - lepton 数は保存するのでその状況をうまく使って、最初に asymmetry が発生するのは baryon じゃなくて lepton であるということです。これがそれで、そういう electroweak の高温での phase で、baryon と lepton が reshuffle されると申しますか、熱化を通じてそれぞれ値が調整されることで Baryogenesis のシナリオになったわけです。このために必要な条件は、lepton 数非保存と、lepton 数が非保存するところでの CP の非保存ということです。そして、ご存じのように neutrino 振動が発見され、neutrino の質量が小さい、その起源を例えばシーソー機構で説明するとすれば、2 成分で質量を持つということなので、相棒が重いというシーソー機構が有力になるということです。重い相棒の粒子の崩壊を通じて、lepton 非対称性を発生させるというシナリオを

Fukugita-Yanagida は考えたわけです。

Great impacts on neutrino masses and thermal history of universe

With hierarchy of masses, dependence on 3 parameters Giudice et al

$\epsilon_1, M_1, \tilde{m}_\nu$



• Connection to neutrino mass
 $m_3 < 0.13 \text{ eV}$ heaviest neutrino (WMAP, LSS 0.7 eV)
 $M_1 > 5 \cdot 10^8 \text{ GeV}$ lightest R-neutrino

• Reheat temperature $T_{RH} > M_1$

[Slide 21]

Gravitino problem: a possible nightmare both for GUT B- and L-genesis

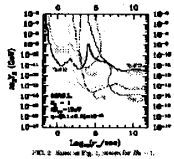
• Superpartner of graviton
 mass $m_{3/2} = O(\text{TeV})$
 lifetime $\Gamma = O\left(\frac{m_{3/2}^3}{m_{pl}^2}\right) = O((10^5 \text{ sec})^{-1} \left(\frac{m_{3/2}}{\text{TeV}}\right)^3)$

• Usual estimate of gravitino abundance and constraint from nucleosynthesis, including hadronic decay

$\frac{n}{s} \lesssim 10^{-2} \left[\frac{T_{RH}}{m_{pl}} \right]$

$T_{RH} \sim 10^{-10} \text{ GeV}^6$

Possible to produce $H_X ? N$



[Slide 22]

[slide 21] 実はそういう考え方を認めますと、neutrinoに関連するいろいろな parameters、あるいはそれ以外の parameters も含めて、これは parameters を振らせたコンピューター計算の結果ですが、実験観測と合う baryon 数を出すためには、neutrino の質量、それから相棒の重いほうの中性 Lepton に対する制約が非常に厳しく出てくるとい、なかなか興味あるリミットがでてきます。こういう理論的な考察から、一番重い neutrino が 0.1 eV 程度以下だとかいったことが出てくると共に、宇宙のインフレーション後の再加熱温度に対する制約、これは少なくとも、相棒の Lepto-genesis を引き起こす重い中性 lepton の質量より温度が高いはずであるということから、ある程度、インフレーション後の thermal history に対する制約を与えるということになって、いろいろな議論を呼び始めました。これはかなり高い温度なのです。

[slide 22] その中でたぶん一番問題を残したことは、Gravitino の過剰生産問題です。超対称性理論というのを信じますと、重力子の super partner である Gravitino というものが存在します。スピンの 2 分の 3 で、popular な超対称性の破れの理論によりますと質量が TeV 程度であると推測されます。 TeV 程度の Gravitino が Graviton の相棒ですから、相互作用は重力的な相互作用なので、Decay するときの Decay rate が分るわけです。それを計算しますと、Lifetime がここに書いてある 10^5 秒という数字になりまして、これは元素合成以後になって非常に問題を起こすわけです。元素合成の理論がせっかく理論的にうまくいって、Big Bang の成功だと見られていたのですが、こんなことをやられたのでは、無茶苦茶になるということで Gravitino の生成に対する制約を与えることになりました。Gravitino はべつに最初から熱的にできている必然性はないので、単に数が少ないだけでいいのだろうかという考え方もあり得るのですが、実はそう簡単ではありません。

質量がインフレーション後の温度に比べると小さいと見られますので、普通のありふれたインフレーション直後の熱化に関与した粒子のペアから例えば Gravitino ができるとします。そこからどのくらいできるかという量を評価して、Gravitino を abundance して計算することができます。そうすると、その abundance が再加熱後の温度に因るわけです。それは、温度÷プランクスケールであと何か order 10 分の 1 とか 100 分の 1 程度です。こういうことがあるために、abundance が多いと当然元素合成以後に宇宙論はめちゃくちゃになるので、そういうことは起こってはいけないという制約を設けることによって、再加熱温度に対する上限値を求めることができます。

その結果、この数字が先ほどの値とどうも矛盾するかしないかというきわどいところにあります。多くの人は naive には矛盾すると思っております。詳しいことは説明いたしませんけれども、原子核が壊れるプロセスですので strong interaction の情報なども入れた川崎・諸井・郡の最近の詳細な計算によるとどうも危ないということなのです。

レプトン生成かバリオン生成か

- グラヴィティーノ過剰生成問題があり、熱的生成のシナリオでは優劣つけがたい
- ニュートリノ振動+シーソー理論は、レプトン生成に有利な印象
- 早く実験により決着をつけたい

[Slide 23]

Exploring physics beyond standard model by high quality laser

- 3rd approach to micro frontier, besides high energy and large scale detector
- High precision test of lepton number nonconservation possible
- If successful, associated CP violation and baryon nonconservation, may also be explored

[Slide 24]

[slide 23] lepton 生成か baryon 生成かというのは、少なくとも lepton 生成や baryon 生成を最初に起こす粒子が熱的にできていたと思うと、どっちがいいかというのはなかなか優劣つけがたいというのが私の印象です。ただし、neutrino 振動やシーソー理論を考慮すると、lepton 生成に有利な印象を与えます。そこで、早く実験により決着をつけたいと考えます。私は lepton 数の非保存が起こっているのか、あるいは baryon 数の非保存が起こっているのか、それに絡んでC Pが破れているのかというのは、知りたいと思うのですが、今の世界の情勢を見るとこんなものは20年、30年経っても答えが出そうもないと思ひ始めましてちょっと寄与したいと思うようになりました。

[slide 24] 高エネルギーのフロンティアへ行くのは、伝統的な最高エネルギーの加速器の建設のために時間もかかります。検出器も今ではたいへんで、たくさんの人を巻き込んだ実験になってなかなか結果が出ないという状況があります。もう一方は、スーパーカミオカンデに代表される道で、非常に大量の物質を使って、精密な実験をやるといえるものです。そこで起こったプロセスは、すべて捕まえて離さないといったことなのですから、なかなかどっちもそう簡単にできることではありません。数年以上、場合によっては10年以上準備してやるというものです。そこで、できればもう少し初心に立ち返って、小さな、例えばこの部屋でできるようなテーブルトップの実験でできないかということのをいろいろと考えはじめたわけです。

これからお話するのは、laser という特殊なものを使って原子内の process を exite して早く起こさせるという idea です。もしうまくいけば、idea のチェックもいりますけれども、有効ではないかという話をさせていただきます。

Type of processes considered

$$Laser + Atom \rightarrow Laser' + Atom' + particles$$

Examples;

LENNON to abbreviate LEpton Number NON-conservation

$$\frac{A}{2}X \rightarrow \frac{A}{2}-2W' + e^- + e^+,$$

e^+ of a few MeV energy (monochromatic), and e^- almost at rest.

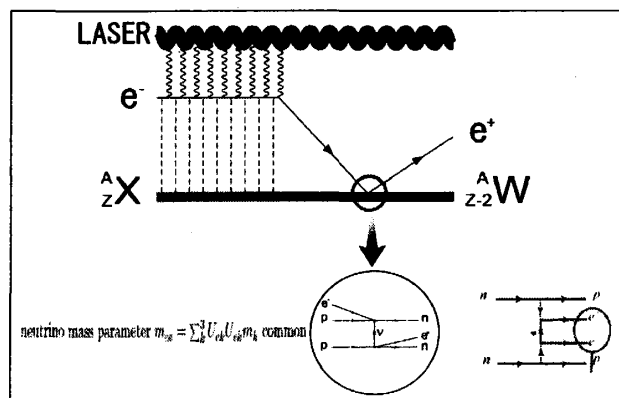
BARNNON (BARYon Number NONconservation)

$$\frac{A}{2}X \rightarrow \frac{A}{2}-1W' + \pi + \pi, \quad \frac{A}{2}-2W' + e^- + N + \pi \text{ etc.}$$

π of energy $O[m_N/2]$, back to back, and e^- almost at rest.

Crucial to treat laser γ non-perturbatively

[Slide 25]



[Slide 26]

[slide 25] Laser に Atom を当てて何事かが起こるわけですが、laser は大強度、それから atom もしばしば atom のなかに穴が開いたりしますので、そのあとの状態はあまり詳細に見ないのですが、問題はそれに不随して出てくるさまざまな粒子であります。

Lepton number が非保存、これを LENNON と呼ぶことにいたしますと、例えば次のような構造を持ちます。Laser を省略しますと、原子番号が Z の原子核が、原子番号を 2 つ減らして、1 つふらふらとほとんど静止している電子がありますけれども、残るものはポジトロンです。これは原子のなかのある電子が、原子核に吸収されてポジトロンになるという構造を持ちます。その際に、neutrino を発生しないという条件が付きます。そういたしますと、明らかに lepton 数が反応の前後で 2 変化しています。あとで絵を描きますけれども、neutrinoless ダブル β decay と非常に親戚関係にあるプロセスです。それからさらに、これは実際にやることはこちらよりよりはるかに難しいのですが、ひょっとすると、proton decay の復活の新しい実験ができるかもしれないということです。これは同じく、原子内電子が核に捉えられて核内の proton になり、中性子と合体して中間子になる process です。例えばパイ中間子 2 つですとか、あるいは場合によっては核内の 1 つの中性子が、核内を飛び出ることがあるかもしれません。もしこんなことが起これば、単に laser を当てるだけで核子の静止質量エネルギーの半分ぐらいの中間子が出てくるわけですから、間違いなく見つかるはずで、問題はどのくらい rate があるか、はたして laser を使うといっても技術的に実験できそうなのかということになります。

[slide 26] こういった問題を考えるときに当然のことながら、大強度 laser なので laser と atomic electron との相互作用は、摂動によらずにできるだけ正確に解きたいということがあります。process を書きますと、大強度 laser 照射によりしょっちゅう atomic electron が 2 レベル間を行き来しているわけです。例えば ground state の s-electron が dipole で p-state にいって、またそれが stimulated emission で s にいったりすることを繰り返します。もちろん atomic electron は原子核に bound されていますので、この間には常に coulomb 相互作用が働いているわけです。これが最後に原子核に吸収されて、ポジトロンを出すということで、これをもうちょっと分解しますと、この中は電子が核内の 2 つの陽子を媒介にしてこういうことを起こすわけです。これは実は、先ほど申しましたように、neutrino を伴わないダブル β 崩壊と conjugate process の関係です。どっちな 1 つを片側にやって、陽電子として始状態に返したものです。従って、これが狙っている neutrino の parameter、すなわち mixing U という matrix と、neutrino eigen state で組まれる、こういう combination ですね。これは両方とも同じ量を測定する、測定する前に、もちろん lepton 数が保存していないということを確認する必要がありますけれども、そういうことの測定を狙うということです。

Physics motivation

- Check elements of lepto-genesis
- Lepton number violated due to Majorana mass and mixing ?
- CP violation occurs along with L-violation ?

[Slide 27]

From decay(passive) to reaction(active)

- High intensity flux
- Reaction time

$$\text{flux} = 1.2 \times 10^{21} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1} \left(\frac{\omega}{\text{eV}} \right)^{-1} \left(\frac{P}{W \text{mm}^{-2}} \right)$$

$$\Delta t = \frac{\hbar}{\Omega_R} \approx 3 \times 10^{-11} \text{sec} (P/W \text{mm}^{-2})^{-1/2} (\omega/\text{eV})^{3/2} (\gamma/10^9 \text{s}^{-1})^{-1/2}$$

[Slide 28]

[slide 27] 物理の目標は、繰り返すまでもなく、Lepto-genesis の重要なポイントをチェックしたいということです。その 1 つは、レプトン数非保存 Majorana 質量であることを確認する。それからもしうまくいって非常にたくさんのデータが取れた場合は、time reversal odd な量を測ることによって、lepton 数を破れるところで本当に time reversal が破れているのかどうか、C P が破れているのかどうかを見たいということです。これは Lepot-genesis と 1 対 1 の関係はありませんけれども、非常にダイレクトに関係する C P の破れです。

ちなみに、neutrino 振動で C P が破れるとおっしゃいますが、あれは lepton 数が破れるところとは関係ありません。あれは、小林・益川のなところであって、あれがわかっても Lepto-genesis への

確たる道が開けるというわけではございません。そこで私は、直接こういうことでやれば素晴らしいと思います。この最後のところまでいくのは、たぶん至難の業だと思います。相当たくさんデータを取って、time reversal odd の量を測るということが非常に難しいのです。

[slide 28] 待つタイプの実験、最初に描いたこの絵も、laser がなければ、このプロセスは原子核さえ選べば、原子番号が2変わることによって、ぼろっと陽電子が出てくるというプロセスで、特徴があるわけです。それでいいのですけれども、調べてみますと残念ながら、そんなに Life-time はよくないので、もう少し活性化する必要があるわけで、そこで思いついたのが、laser です。

laser は、可視光なので非常に役に立つことがわかっており、いろいろなことを極め尽くすようにやった技術だと思うのです。その結果、実にいろいろなことが、laser を使ってやられておりますし、たぶんほかのX線とか、あらゆる電磁波に比べて非常に優れています。マイクロ波にもいいところはあるんですけど。

2ついいところがあって、intensity が高い、これは number flux ですけれども、例えば watt class のそんなに極端に高級な laser でなくても、1平方センチメートル・1秒あたり 10^{21} ですからアボガドロ数に迫るような数だということです。もう1ついいのは、強い laser を原子に当てますと、原子の、例えばわかりやすく言えば、s-state と p-state の間に電子がいったり来たりするのです。その行ったり来たりする時間スケールというのは laser の強度に関係していて、強度を強くするとぱたぱたと早く行ったり来たりします。その時間スケールは、photon が一過性でわっと通ってしまう時間スケールに比べると遙かに長いのです。だからある意味で、活性化を長く起こせばたばたと妙な状況を作るということになります。それが効いているというわけです。

Main conclusion of this work

- hep-ph0507248 v3 MY

"Photon Irradiated Compression as a Tool of Investigating Fundamental Physics beyond Standard Model"

Rare atomic processes are enhanced by

$$Q \approx 1.6 \times 10^6 r \left(\frac{P}{W \text{ mm}^{-2}} \right) \left(\frac{E_0}{\text{eV}} \right)^{-4} (10^{-9} \frac{\omega_0}{\Delta \omega})$$

with P the laser power, ω_0 the photon energy, ΔE the photon energy resolution, and r the wave function ratio squared like $r = |\psi_{ms}(0)|^2 / |\psi_{1s}(0)|^2$ ($m \gg 1$ the principal quantum number of $ms \leftrightarrow mp$ dipole transition).

- In realistic cases, broadening related to environment, narrowing by resonator etc must be included.

[Slide 29]

[slide 29] 最初に結論だけ言いますと、状況にもよりますけれども、場合によっては莫大な増幅効果があるということです。単に受動的に待ってやる実験に比べて、laser の活性化によって、ここはちょっと大きすぎる数字を書いたのですけれども、 10^6 、100 万倍 $\times r$ 、実は r は相当な down factor で、いまの場合使えるのは重い原子の外側の電子ですので、s 軌道の主量子数 m が、例えば4とか5とか6あたりが使えるものに多いのですけれども、その6乗以上が効いてくるので、このファクターのほとんどをこれで消してしまいます。例えば増幅因子が10倍から100倍ぐらいが、ワットクラスの laser の場合です。

それからここに書いてあるのは重要な量で、laser のエネルギー分解能です。だいたいエネルギーの幅 ÷ エネルギーの値にして、 10^{-9} を仮定しています。これはべつに難しいものではなくて、commercial に available でこのぐらいできております。だから、この数字はいいのですけれども、もう少し何かの工夫をしないと、莫大というわけにはいきません。

その工夫はいろいろとありまして、考えているのは target を共振器のなかに入れて、共振器でいったり来たりで、例えば1万回行ったり来たりすることは、媒質がない場合は実現していますし、行ったり来たりすることによって、ドップラー幅も小さくなるといったことが期待されて、先ほど損したぶんを取り返し、場合によっては 10^6 、 10^7 ぐらいができるかもしれないということを期待をしております。

この増幅 factor の評価は非常に理想的な場合で、現実には例えば幅の問題にしてみますと1個の原子は周りのいろいろな媒質によって影響を受けるわけです。例えば気体の場合ですと、Doppler broadening があります。それから液体、固体でも分子場の影響があり、これらを抑える必要があります。したがって、これはあくまでも、そういうことが無視できるという状況ですので、実際は注意深く評価する必要があります。細かいことは省略いたします。

Laser and lasing atom

Photon state in laser beam characterized by **large N, good $\Delta\omega$, and coherence** e.g. coherent state of Glauber.

Atomic state within resonator characterized by **inverted population, Rabi oscillation between 2 levels** of frequency,

$$\Omega \sim \Omega_R = 3 \times 10^{10} \text{ sec}^{-1} (P/W \text{ mm}^2)^{1/2} (\omega/\text{eV})^{-3/2} (\gamma/10^9 \text{ s}^{-1})^{1/2}$$

We wish to realize a **target state in the sort of atomic state as in the lasing medium by frequency tuning.**

Simplest realization is a **united beam-target system**. But with **frequency tunable lasers**, a target system put into a high quality resonator is another choice.

[Slide 30]

photon state a la Glauber

$$|\alpha\rangle = \exp(\alpha a^\dagger - \alpha^* a)|0\rangle = e^{-|\alpha|^2/2} \sum_n \frac{\alpha^n}{\sqrt{n!}} |n\rangle$$

$$\langle n \rangle = |\alpha|^2, \quad \langle (\Delta n)^2 \rangle = |\alpha|^2$$

$$\rho_E \propto \omega |\alpha + \alpha^*|^2 \propto \langle n \rangle$$

Take α real and positive in the following such that

$$c_n^{(\gamma)} = \frac{\langle n \rangle^{n/2} e^{-\langle n \rangle/2}}{\sqrt{n!}}$$

For large n ,

$$c_n^{(\gamma)} \approx \frac{e^{-\langle n \rangle/2}}{(2\pi)^{1/4}} \langle n \rangle^{n/2} e^{(n+1)/2} (n+1)^{-(n+1/2)/2}$$

[Slide 31]

[slide 30] 一応、量子力学に従って laser と原子の system から出発して、positron が出ていくという process の計算をいたしました。先ほども言いましたように、laser に当てられた原子の状態というのが重要で、これを摂動論に言わずに正確にやりたいということなのです。

これについては、ラビの周波数というので、2つのレベルのあいだを行ったり来たりするということなんですけれども、できればそういう状況を実現して、例えば標的を共振器のなかに置くということにして、ほとんど laser 発振と同じような、laser 発振も laser 発振する媒質が共振器のなかに置かれているのですけれども、似たような状況、実はもっといい共振器を使う必要がありますけれども、そういうことをしたいわけです。

[slide 31] photon の状態は、laser では、今年のノーベル賞は laser 関係だったので、Glauber という人の coherent state というものを使います。これはフェーズを無視しますと Poisson 分布で、光子数の平均値の周りの分散がまた平均値の平方根であるという型です。これは explicit に光子数分布がわかっていますので、これを使っていろいろな光子数の状態についてプロセスを立ち上げるということを正直にやるということです。

Truncation to 2 level laser

$$H_{\text{atom+radiation}} = \frac{\omega_{eg}}{2} \sigma_3 + \omega a^\dagger a + \tilde{s}(\sigma_+ a + \sigma_- a^\dagger)$$

σ_i acting on 2 levels of ground $|g\rangle$ and excited $|e\rangle$ state

Coupling strength given by

$$\langle e | \tilde{s} \sigma_+ | g \rangle \equiv s = -\langle e | d | g \rangle \cdot \vec{e}, \quad \vec{e} = i \frac{\omega}{\sqrt{2\omega} V} \vec{e}_k$$

Block-diagonal Hamiltonian

$$\begin{pmatrix} -\omega_{eg}/2 & & & & \\ & \omega_{eg}/2 & s & & \\ & s & -\omega_{eg}/2 + \omega & & \\ & & & \omega_{eg}/2 + \omega & \\ & & & \sqrt{2}s & \sqrt{2}s \\ & & & \sqrt{2}s & -\omega_{eg}/2 + 2\omega \end{pmatrix}$$

Exactly solvable in each $2 \times \infty$ sector independently.

[Slide 32]

Exact diagonalization: Dressed states

Assuming temporarily constant laser field (valid in the long wave approximation), Hamiltonian diagonalization is possible;

$$|+, n\rangle = \cos \frac{\varphi_n}{2} |e, n\rangle + \sin \frac{\varphi_n}{2} |g, n+1\rangle$$

$$|-, n\rangle = -\sin \frac{\varphi_n}{2} |e, n\rangle + \cos \frac{\varphi_n}{2} |g, n+1\rangle$$

with solutions,

$$\tan \varphi_n = \frac{2s\sqrt{n+1}}{\omega - \omega_{eg}},$$

$$\omega_{\pm} = (n + \frac{1}{2})\omega \pm \frac{\sqrt{(\omega - \omega_{eg})^2 + 4s^2(n+1)}}{2}.$$

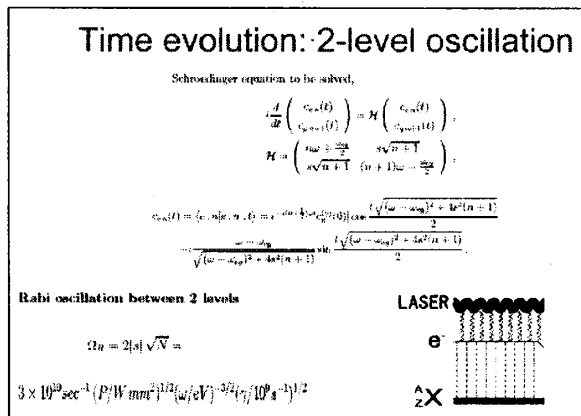
[Slide 33]

[slide 32] laser については、いろいろとやっかいな問題も原理的にはあるのですけれども、ここでは原子に2レベルしかなくてそこを行ったり来たりできるとします。それから laser は1つの波長のもの、1モードといっていますけれども、それを当てるということです。最初の部分が2つのレベル

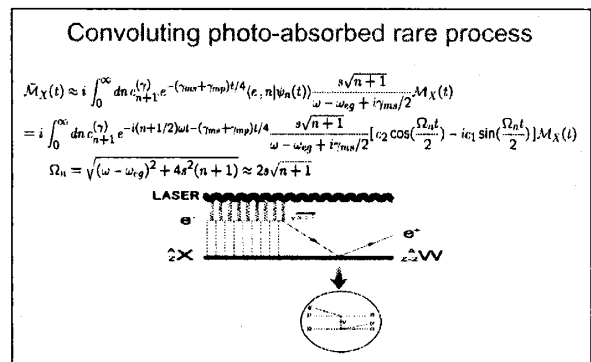
の energy 差、それから第2項が電磁場の Hamiltonian からくる部分、これに足す相互作用、これは dipole 型の相互作用を仮定して、例えばこれは、下の s 状態が p 状態に laser を吸収することによって移ると、これが強さ、これが conjugate 項です。

実はこの system は、photon の数 n が discrete 無限にあるので無限自由度系なのですが、実はよく見ると block-diagonal なのでこんなことをしているわけで、ここは全部ゼロということで neutrino 振動と同じように解けます。

[slide 33] 解いた結果、neutrino の人たちが flavor と呼んでいるのが、さっきの上と下のレベルの、s レベルと、p レベルです。それから正確に解いたのが、masseigen state といわれている状態です。s や p がわれわれが関心がある base です、それで見ますと、neutrino 振動とまったく同じように行ったり来たりするということです。



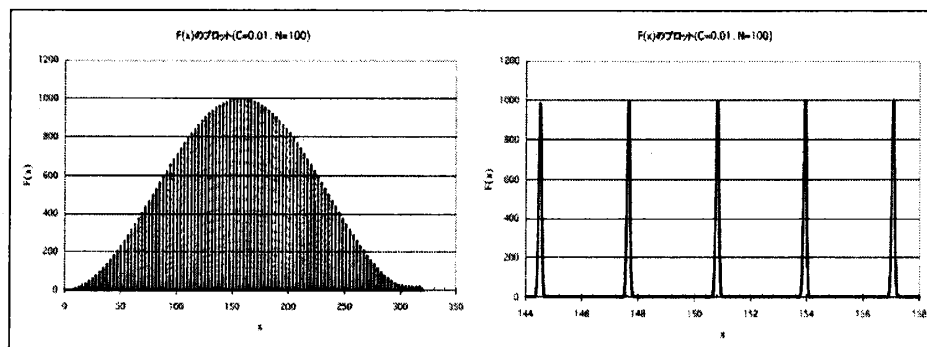
[Slide 34]



[Slide 35]

[slide 34, 35] そのあとは、それ以後に起こる rare process を convolute して、全体を評価するというをやります。確率振幅のレベルで、そういうことをやるわけです。laser の強度が強いと平均の光子数は非常に大きくなるので、そういうときは、平均光子数についてのディスクリート和を連続積分に置き換えることができその連続積分を評価するという種類の問題になります。

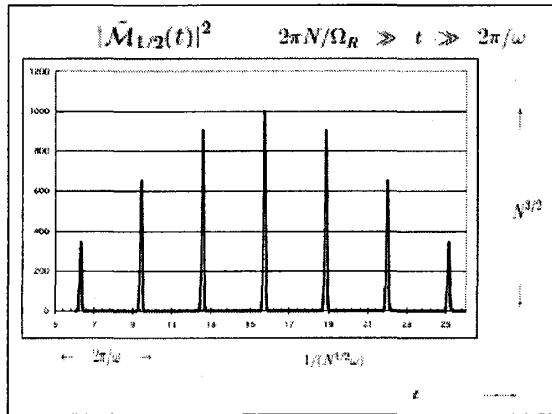
その連続積分というのは、1つは光子数分布のように、比較的なめらかな Poisson 型関数、もう1つは非常に激しく振動している関数です。こういうものを評価することは比較的簡単で、phase が一定、あるいは saddle point を探して、その点の周りで gauss 近似すると求められます。それが粒子数が大きい大きい極限では、非常にいい近似になるということでそういう計算をいたしました。詳細は省略いたします。



[Slide 36]

[slide 36] 計算の結果は、このようなものになります。横軸は時間で、縦軸はこの process の rate です。ここが真っ黒になって何もわからないのですが、この中がまた詳細な構造を持っています。ちなみにこのグラフ自身も大強度極限で正確な式です。

こんなものが1つの山に向かって、櫛のように rate が立ち上がったところが出てくるわけです。これは見にくいので、真ん中だけを見ると、このようになります。間欠的に、ほとんどのところでは、rate の増大はありませんが、ときどきぴょんぴょんと、非常に高く rate が上がるのです。



[Slide 37]

[slide 37] この構造の power 依存性を調べますと、わかりやすくするため parameter を替えましたけれども、peak の高さは、power の 2 分の 3 乗、幅が power の 2 分の 1 乗で減少します。したがって面積は power に比例しています。これがたくさん、繰り返されているわけです。

実は大部分の実験環境では、その詳細を見ることはほとんど不可能です。例えばフェント秒とか、もっと短い時間 scale で見ないかぎりこれは見えません。そこで実験というのは普通は何をやるかというと、これ [slide 41] が 1 ラビ周期ですけども、この数周期にわたって平均した量しか見ることはできません。そこで平均すると、これは簡単で、結果は power に比例する rate ということになります。しかし時間の構造は実は複雑であります。

[slide 38] そういことがわかりましたので、そういう gross に見た rate は計算でき、laser の power に比例する rate が出てくることがわかります。laser の power に比例するというのは、非常に簡単でほとんど摂動論がいいということです。唯一の修正は、2 つ、レベルがあるのに、いったり来たりで、ほとんどのレベルに 2 分の 1 ぐらいしか確率がない、その 2 分の 1 を掛ければ、結果が出てくるということです。

Time averaged over $\Delta t \gg \pi/\omega$ for $\omega t \gg 1$,

$$|\bar{M}_X(t)|^2 \approx \frac{N}{2} (1 - \cos \Omega_R t) \frac{s^2 e^{-(\gamma_e + \gamma_g)t/2}}{(\omega - \omega_{eg})^2 + \gamma^2/4} |M_X(t)|^2$$

giving a time variant rate,

$$\bar{R}_X(t) = \frac{N}{2} (1 - \cos \Omega_R t) \frac{s^2 e^{-(\gamma_e + \gamma_g)t/2}}{(\omega - \omega_{eg})^2 + \gamma^2/4} R_X(t)$$

with

$$R_X(t) = \frac{d|M_X(t)|^2}{dt}$$

[Slide 38]

Quality factor of laser

Rate enhancement factor $Q(\omega)$

$$dQ(\omega) \equiv \frac{\pi}{2} \frac{\gamma_d P(\omega) d\omega}{\omega_0^2 [(\omega - \omega_0)^2 + \gamma^2/4]} r, \quad (86)$$

where

$$\int d\omega P(\omega) = P \quad (87)$$

is the total power in the unit of energy / (time \times area). r is the wave function ratio squared, for instance, for LENNON

$$r = \frac{|\psi_{ms}(0)|^2}{|\psi_{ns}(0)|^2} = \left(\frac{r_{ns}}{r_{ms}}\right)^2 = O\left[\left(\frac{n}{m}\right)^6\right], \quad n = 1, \quad (88)$$

For laser beam of energy resolution $\Delta E \gg \gamma$

$$Q = \int dQ(\omega) \approx r \frac{\pi^2 P \gamma_d \omega_0}{\omega_0^2 \gamma \Delta E} \approx 1.6 \times 10^6 r \frac{P}{W \text{ mm}^2} \left(\frac{\omega_0}{eV}\right)^{-4} (10^{-9} \frac{\omega_0}{\Delta E})$$

$\frac{\gamma_d}{\gamma} = O[1]$, thus $P/\Delta E$ is the crucial factor of laser quality.

[Slide 39]

[slide 39] そういことで、どれだけ増大するかという factor を計算いたしました。それは最初に言ったことです。たぶん、この解釈も最初はこんなものでいいのかなと思いつながら、だんだん確信を持つように到ったのですけれども、半古典描像です。2 種類の半古典描像で計算しました。dipole 遷移ですので、dipole operator を原子内の電子の道だと読み変えて、いま求めた正確な原子内電子の状態について期待値を計算します。そうすると、先ほど言った overall なうねりのようなラビで振動することに呼応するように、原子内電子の移動が繰り返すということになります。

もっといい量は、力を計算することです。それも最近やってみました。力もやっぱり繰り返して、強い力がはたらくということになります。もう少し詳しく言いますと、これは電場による力です。laser が大強度で入ってきますと、

それに垂直な方向に電場が働いています。その電場の影響を受けて、原子内電子は押されるわけです。

laser の方向ではありません。垂直方向です。したがって例えば丸い原子があったとすると、それが双極子振動し、外殻電子が原子核に接近します。

ということで、非常に transit な現象なのですけれども、原子内電子がばたばたとやることによって、少し原子核に近づく時間ができるということです。その時間は、laser の強度を上げていくと、わずかなのですけれども、積分効果としてはそれが laser power に比例する効果を与えると解釈しております。

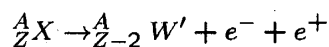
力とか原子内電子の運動と強度とが協同しているということを、ここに書いたわけですが、このへんもみんな大強度の簡単な解析を絵で描いただけで、正確な、さっきのガウス積分の前の計算を書いているわけではありません。

[slide 40] そこで、先ほど言ったように、フォトンが照射された結果起こる電子雲のゆがみです。これはいろいろと応用があるかということです。基本的には、laser を照射することによって、原子内電子の電子雲 [slide 40 の原始雲は電子雲] のゆがみが起こるとすると、非常に原子核と密接に絡む、原子内深い process を探索することにも使えるのではないかと。そういうものの例として、例えば原子内電子が原子核に吸収されて positron を出すというのは、lepton 数非保存の process とか、もっとうまくいけば、核子と合体してパイ中間子になるといった、プロトン decay に対する新しい方法も原理的には可能ではないかと思いました。

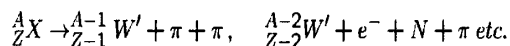
原理の応用

- ・ レーザー照射による原子雲ゆがみを利用した、原子核との電子関与崩壊現象

- ・ レプトン数非保存過程 (LENNON)



- ・ バリオン数非保存過程 (BARNON)



[Slide 40]

[slide 41] 原子核を選ぶ話がありまして、こういう原子核を選ばなければいけない、これはレベルの関係ですが、こっちに原子番号があります。こういう関係で、隣はちょっと上のレベルです。結局、この原子核は不安定なのです。だから、エネルギーが解放されるわけです。エネルギー保存は成り立っているの、うまい process しか深いところを押さえるのに使えないのです。

Nuclear radius,

$$\left\langle \frac{1}{|r-y|} \right\rangle = \frac{1}{R_n}, \quad R_n \approx (0.82 A^{1/3} + 0.58) \text{ fm}$$

following Bernabeu et al

Replacing nuclear matrix elements of intermediate nucleus ${}^A_{Z-1} Y$ by experimental data of β_- decay and EC,

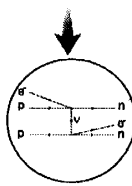
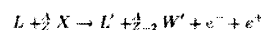
$$\Gamma_W = \frac{3\pi^3 |m_{ee}|^2 p_+ E_+ \Gamma_{EC} \Gamma_{\beta_-}}{4R_n^2 p_+^2 \Delta_{\beta_-}^2 I_{\beta_-}}$$

e.g. $\approx (2 \times 10^{20} \text{ g})^{-1} (|m_{ee}|/0.1 \text{ eV})^{-2}$ for ${}^{112}_{50} \text{ Sn}$

[Slide 42]

LENNON

Hep-ph/0506062 v2 "New method of enhancing lepton number nonconservation", Ikeda, Nakano, Sakuda, Tanaka, Yoshimura



Neutrino propagator

For electron capture, a momentum transfer between nucleons having $\delta m = m_n - m_p$, hence $q^2 \approx -q^0$

$$\langle 0 | \bar{\psi}(x) \psi(y) | 0 \rangle = \int \frac{d^4 p}{(2\pi)^4} e^{-ip(x-y)} \frac{m_n}{p^2 - m_n^2 + i\epsilon} = -\frac{m_n \delta(x_0 - y_0)}{4\pi |x - y|} \quad (12)$$

giving the instantaneous Coulomb-like potential

$$-\frac{3\pi q_0}{4\pi} \frac{f(x) f(y)}{|x - y|} N \quad (13)$$

[Slide 41]

Case of ${}^{130}_{56} \text{ Ba}$ ($6s^2$ electron configuration)

Assuming $P = 10^4 \text{ W mm}^{-2}$, $\Delta\omega = 5 \text{ kHz}$,

$$Q \approx 3 \times 10^7 (\omega/\text{eV})^{-1}$$

$$Q \Gamma_W \approx (7 \times 10^{21} \text{ g})^{-1} \left| \frac{m_{ee}}{0.1 \text{ eV}} \right|^2$$

$\approx 1 \text{ ev/g}$ with $1 \text{ gr } {}^{130} \text{ Ba}$ (10^{-3} of natural abundance)

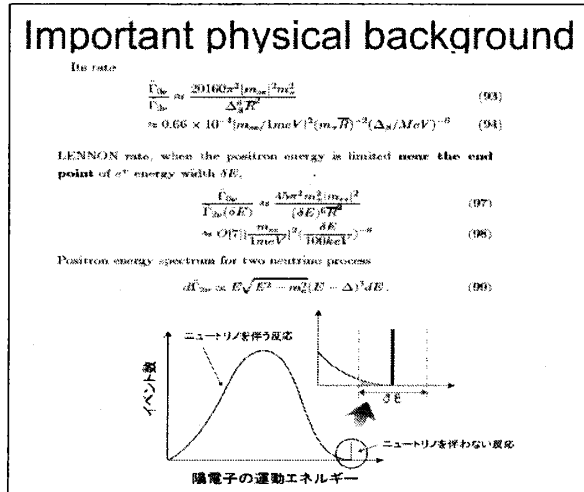
Atom	abund. %	Q_{ν} (keV)	$\tau_{0\nu, 1/2} \text{ yr}$	$\left \frac{m_{ee}}{0.1 \text{ eV}} \right ^{-2}$	$\frac{\Gamma_{0\nu}}{\Gamma_{2\nu} \partial E}$
${}^{82}_{36} \text{ Kr}$	0.35	1846	1.5×10^{29}	1.6×10^3	
${}^{112}_{50} \text{ Sn}$	0.97	901	5.5×10^{28}	1.8×10^3	
${}^{130}_{56} \text{ Ba}$	0.11	1588	2.3×10^{29}	1.7×10^3	

*We assume 0.1 eV of the neutrino mass, and $\partial E = 100 \text{ keV}$.

[Slide 43]

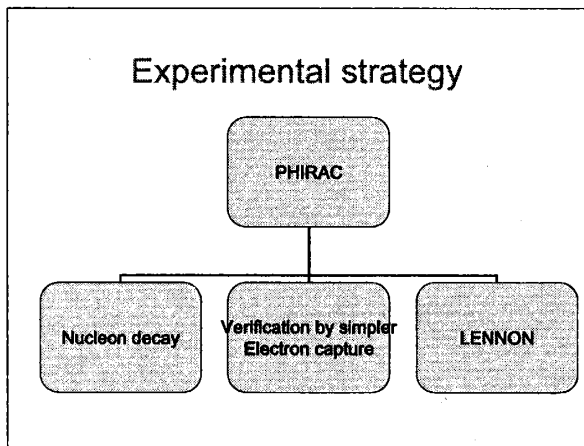
[slide 42, 43] 細かいことはいいとして、ある種の原子核では、データがあって、この中間状態の上

のほうのレベルの寄与を無視すると、簡単なちよつとした計算で、laser が当たらない場合のレートの評価すると、これは実は、neutrino を伴わないダブルβ崩壊に比べると、あまりよくありません。Phase space の関係で、28 乗年とか 29 乗年になります。これを7桁か8桁ぐらい増大すると、1年ぐらい実験すれば1グラム見当がなんとか100 ミリ電子ボルトのニュートリノ質量を検出することができるのではないかということです。ただ、1グラムも laser にぴったり当てるのは、なかなか難しいようで、これは今後の技術がかかわっております。



[Slide 44]

[slide 44, 45] バックグラウンドは当然ありまして、neutrino が2つ出る弱い相互作用の2次過程はありますけれども、それはダブルβ崩壊と同じで、連続スペクトルの端っこで lepton 数非保存が立つということです。



[Slide 46]

[slide 46] 実験屋さんといろいろと相談をしたら、まずは laser による増幅の原理をちゃんと検証しようということになりました。その簡単なものは、弱い相互作用の1次過程である電子捕獲そのものであるわけです。これの検証から始めて、だんだん難しいところへ進んでいこうかと思っております。以上です。

討論

杉本_天：どうもありがとうございました。後半は研究発表みたいです。もちろんそれでいいのですが、予備実験とかが始まっているのですか。

吉村：[slide 47] 電子捕獲に関しては、京都大学の先生方ともいっしょになりまして、いきがかり上、岡山大学にセンターをつくってやるという大がかりなことになりまして、連携ですとか、共同でやってもらう方を雇って、いまはお金が無く来年度からはたぶんつくのですけれども、いい

LENNON: Summary

- LENNON experimentally feasible with efforts
- Verification of principle of laser enhancement desirable before entering unknown physics
- If the principle is correct, a new tool of exploring physics beyond standard model

[Slide 45]

量子宇宙研究センター

- @岡山大学、5年時限
- レノン実験の実施
- 連携 阪大レーザー研、広島大、神戸大 + 京大 + アルファ
- 教員 固有2名、学長裁量1名、任期付きの教員 + ポスドク 若干名

[Slide 47]

laser を持っておられる方が見つかりましたので、借りたりしますが、ゼロ出発です。なかなかそういうことで忙しいです。

杉本_x : 何かご質問なりコメント。

中西 : Baryo-genesis について聞きたいのですけれども、宇宙の始まりで baryon number がゼロだと仮定する理由がよくわからないのです。つまり baryon number が非保存、Hamiltonian を非保存にすると仮定すると、baryon number 固有状態は定義できないわけです。定義できないというのが、宇宙の starting point であるはずだと思うのですが、いかがでしょうか。

吉村 : まず初期状態ということですが、いま、多くの人が考えているのは、inflation がまずあって、その後に宇宙が空っぽになってそこから粒子生成が起こったということです。そういう考え方に乗ると、baryon と anti-baryon、もちろんこれはおっしゃるとおり、厳密には保存しないので近似的な量ですが、そういうものはほぼ同量あったと普通は思っています。その結果、宇宙のある段階で非対称性がはっきりと現れたというのが普通の考え方です。バリオン数はあくまでも近似的対称性です。

杉本_x : よろしいですか。前半の質問が出ましたけれども。

坂東 : いま、宇宙の baryon 数というテーマで Baryo-genesis と Lepto-genesis の両方の話をされたのですけれども、Lepto-genesis というのは先ほどの話で論理的に言うと、lepton number 非保存と CP violation がなければならないということでした。ところがそれで energy を計算すると gravitino 問題と矛盾して、あんまりいい解ではなさそうだという話までいきましたよね。それはなんとか解決したとして、そうすると、結局、Lepto-genesis を検証しないといけなさそうということですか。

吉村 : Lepto-genesis なり baryo-genesis、両方ともやりたいのですけれども、やっぱりいろいろと見逃していることもあり得るので、それから thermal に abundance というのも一つのシナリオなので、もっと冷たい宇宙絡みの話というのもあり得るわけです。ですから、Lepto-genesis のシナリオのなかでも thermal なシナリオとそうではないものもあります。だけど、Lepto-genesis か Baryo-genesis は、どこかでやっぱりはっきりしたいですね。特に neutrino に関しては、質量を持っていることはわかっているのですが、Majorana 型かどうかをとにかく早く決着させたいという問題があるわけです。

坂東 : だから結局、neutrino が Majorana mass を持つかどうかということですね。

吉村 : それと、できれば実験は、CP も関係してやりたいと考えています。

坂東 : そうですよ。そうするとダブル β decay か、最終的には今のような似たような process の調べるかのどちらかですね。ダブル β decay の原子核の波動関数が効いてややこしいそうだなという話は一方ありますけれども、どちらにしても、こっちもややこしそうで、結局お互いに相補的なのか、今話を聞いていたら、原子核の内部の構造、波動関数がどう効くかという話と、今は electron というか、原子の electron の・・・？。

吉村 : こちらも原子核の波動関数の matrix 要素に関する不定性は残ります。私の思うには、まずこれは Yes or No が crucial test なのです。Yes が出れば、neutrino 質量を決定するのは時間がかかっていいと思っています。まずわれわれは、lepton 数が破れているのかどうかをまず知らなければいけません。実際の値の絶対値は、原子核理論の人を取り込んで、ちゃんと原子核 matrix 要素を計算すべきだと思います。それはこっちも、それからダブル β も同じです。それから、neutrino ダブル β は、待つ実験としては、laser を入れないでこっちを待つ実験もあるのですけれども、これよりははるかによろしい。ただ、neutrino ダブル β decay のほうは、原子内電子が絡んでいませので、こういう laser による activation はできません。そこだけが違うのです。これは、物量的に言うと圧倒的に違いがあり、何 10 キロに比べて 1 グラム程度なのですから、別な laser をうまく tune して当てられるかという、別な challenge が待っているのです。それは実験的に難しい問題が出てくる可能性は大いにあると思います。だから、いろいろなことでやっぱりやるべきだというのはあります。

杉本_x : ほかに何かございますか。

南部 : Baryon number 非保存の問題について、歴史的なことです。1978 年に私は sabbatical をとって、私の学生の Savas Dimopoulos をつれて CalTech に 3 ヶ月、SLAC に 3 ヶ月、それから日本に 3 ヶ月滞在しました。そのころ私は Dimopoulos と標準模型の中での instanton の効果など議論していました。SLAC にいた頃、Dimopoulos は独立に Susskind と baryon

number の仕事を始めたらしいのです。これはほかの先生たちには秘密でしたが、私はうすうす知っていました。それから私は日本に移り、仙台の物理学会年会で講演をし、吉村さんにも会いました。そのとき吉村さんは、今から雑誌に送ろうとしている baryon number の論文を見せてくれました。私は大変感動しましたが、Susskind たちのことは何も言いませんでした。Sakharov の仕事を知られたのはその後どれくらいなのでしょう。

吉村：どこかで Kuzmin さんがやられた仕事があって、私はそれから辿って多分気が付いたと思います。私が出してから、Dimopoulos・Susskind は早かったのですけれども、前後して Wilzek のグループと、それからだいぶ遅れて Weinberg の仕事があります。その頃はまだ Sakharov の仕事はみんな mention していなかったというか知らなかったようですね。

佐藤_x：1980 年ぐらいに欧米の論文に Sakharov の名が出ましたね。

吉村：突然 Sakharov が出だして、私はどういうことなのかなと思い始めたのです。

佐藤_x：ある国際会議で、ソ連の人がそう言った。

南部：それが始めですか。

佐藤_x：だいたい 1980 年ぐらいから mention するようになったのです。1980 年のテキサスシンポジウムでは Sakharov の 3 条件というのがあって云々という、ある発表もありました。

南部：それからもう 1 つ質問ですけれども、いまのお話ですと例えば laser 核融合というのもう一度見直す必要がありますか。

吉村：laser 一般にはわからないのですが、原子内の電子の話に絡むところだとわかるのですけれども、でもひょっとするとあるかもしれませんね。近づくわけだから、それを媒介にして coulomb 力が弱くなるとか何かがあるのかもしれません。考えたことがないのでそれ以上は分かりません。

佐藤_x：後半の話聞いて思ったのですが、laser 核融合で出てくる high intensity laser というのと先ほどの laser の parameter じゃないようですね。high intensity laser だと、むしろ電子を外にぶちまけてしまうのです。イオン化しちゃう、strip しちゃうわけです。今のお話は、それほど high intensity じゃなくて、中に留めたまま、orbit を楕円的にして、原子核に近づけるというので、いわゆる high intensity laser とは、ちょっと違う使い方のような気がしました。どちらかというと precision ですね。要求されるのは。

吉村：はい。ただ、やっぱりある程度の強度はないといけないのです。現実にはそうなんです。

杉本_x：普通にあるやつでいけるとかという感じがしましたね。精密実験ですね。

吉村：共振器に入れて標的 1 グラム程度をもれなくレーザーに当てる必要があります。

杉本_x：ほかにございませうでしたら、思いついたことは懇親会の時にでもということにします。



ph07

吉村、佐々木、高橋、佐藤_x、九後、登谷、井沢、田中₋、林